

ORSAY

Série A

N° d'ordre : 566

Etude des propriétés de colonnes positives de décharges dans des gaz rares à basse pression soumises à une modulation de courant

ARTICLE PRINCIPAL

recouvrant en partie la thèse de Doctorat ès Sciences physiques,
enregistrée au C.N.R.S. sous le numéro AO 3648, de

DAVY Pierre

Soutenue le 9 février 1970 à la FACULTE DES SCIENCES d'ORSAY
devant le jury

MM. P. GRIVET	Président
R. ARNOULT	Examineur
J. L. DELCROIX	-
M. Y. BERNARD	-

REVUE DE PHYSIQUE APPLIQUÉE

Supplément au « Journal de Physique »

IMPÉDANCE, EN BASSE FRÉQUENCE, DE PLASMAS DE COLONNES POSITIVES

Par P. DAVY,

Laboratoire de Physique Électronique, Faculté des Sciences, 91-Orsay.

Résumé. — Ce travail est consacré à un essai d'étude théorique de l'impédance, en basse fréquence, de plasmas de colonnes positives. Le calcul est effectué en utilisant les équations macroscopiques décrivant les propriétés du plasma et en tenant compte de l'influence de la température électronique sur les fréquences d'ionisation et de collision. On montre ainsi que le diagramme représentant, dans le plan complexe, la variation de l'impédance $Z = r + jx$, en fonction de la fréquence, comprend trois domaines, chacun d'eux pouvant être interprété à partir de phénomènes fondamentaux déterminant les propriétés de la colonne positive. Des exemples de diagrammes d'impédance sont donnés et l'on présente un essai d'interprétation de résultats antérieurement publiés.

Abstract. — This work is concerned with a study of the theory of low frequency impedance of positive column plasmas. A small signal theory is derived using the macroscopic transport equation for plasma and including the variation of ionisation and collision frequencies with electron temperature. The impedance frequency locus, in the complex plane, $Z = r + jx$ consists of three parts, each of these is interpreted from the basic processes of positive columns. Some examples are given of impedance locus, and an attempt is made to interpret previous results.

Considérons le plasma de la colonne positive d'une décharge luminescente, ou d'un arc, dans un gaz rare à basse pression. Si à la tension continue V_0 qui entretient le fonctionnement de la décharge on superpose une tension sinusoïdale $[v_1] = V_1 e^{j\omega t}$, il en résulte un courant $[i_1] = I_1 e^{(j\omega t + \varphi)}$ superposé au courant continu I_0 . Si $I_1 \ll I_0$, on peut caractériser la décharge par l'impédance $[z] = [v_1]/[i_1]$; l'expérience montre que $[z]$ varie largement avec la fréquence, cette variation étant fonction des conditions expérimentales.

L'impédance de la partie cathodique de divers types de décharges a déjà été étudiée par plusieurs auteurs; par contre, l'impédance du plasma de la colonne positive n'a jusqu'alors guère été mesurée, sauf dans quelques cas particuliers.

Dans le cas de la partie cathodique, les mesures sont relativement aisées (peu de bruit propre à la décharge) et peuvent contribuer à la mise au point des stabilisateurs de tension. Benson et collab. (1960, 1961), en particulier, ont effectué une étude approfondie de la question. Pour de très nombreuses conditions expérimentales, les mesures effectuées ont été interprétées selon une théorie due à Van Geel (1955). Un certain nombre d'auteurs ont étudié plus spécialement quelques points particuliers. Ahsmann (1957) a montré que l'impédance de l'espace sombre de Faraday est négligeable et a mesuré l'impédance d'une région de

la décharge proche de l'anode (la « lumière anodique »); Townsend et Depp (1953), Weston (1961) ont étudié l'influence de la pression, tandis que Dix et Reed (1961) ont examiné l'action d'un champ magnétique transversal. Enfin, un certain nombre d'auteurs: Benson (1961), Van der Ziel et Chenette (1957), Dix et Reed (1961), ont étudié, en relation avec les mesures d'impédance, le bruit radiofréquence produit par des tubes du type « stabilisateur ». Du point de vue théorique, Van Geel (1939, 1955) et Verhagen (1941), introduisant la notion « d'effet retardé » (notion généralisée ensuite par Benson et Chalmers, en 1960), ont donné une interprétation qualitative des résultats. Muller (1961) et Heydroff (1964) ont aussi développé une théorie, mais qu'il paraît difficile d'appliquer à des résultats expérimentaux; enfin, plus récemment, Severin (1963) a donné une interprétation théorique plus proche des faits expérimentaux et qui rend compte de ses résultats.

Dans le cas de la colonne positive, les mesures sont plus difficiles à effectuer (bruit propre du plasma...); de plus on ne peut isoler complètement la colonne du reste de la décharge (présence indispensable d'un « espace cathodique », si réduit soit-il, dans le cas, par exemple, d'une cathode chaude). Crawford (1962) a mesuré, entre 10 kHz et 2 MHz, l'impédance d'un arc à cathode chaude fonctionnant dans la vapeur de mercure à une pression voisine de 10^{-3} torr; une

interprétation théorique permet de mettre en évidence deux domaines dans le diagramme d'impédance : l'un, vers les fréquences basses, dû aux phénomènes de diffusion, l'autre, vers les fréquences élevées, dû aux oscillations forcées des électrons ; cependant cette interprétation ne rend pas compte de façon entièrement satisfaisante des phénomènes observés.

Hatta (1963) a étudié, entre 1 et 20 kHz, l'impédance d'un arc à cathode chaude fonctionnant dans l'argon, à des pressions comprises entre 10 et 45 torrs, la distance interélectrodes étant réglable. A partir des équations hydrodynamiques du plasma, l'auteur donne une interprétation théorique qui vérifie de manière qualitative les résultats obtenus.

Enfin, en 1963, nous avons donné (Davy, 1963) quelques résultats concernant la mesure, pour plusieurs distances anode-cathode, de l'impédance d'une décharge dans l'argon, à $p = 45$ torrs. Nous avons obtenu, dans une bande de fréquence malheureusement trop étroite, l'impédance du plasma de la colonne positive.

Ces quelques mesures nous ont conduit à envisager l'étude plus approfondie de l'impédance de plasmas de colonnes positives. Le présent travail est consacré à un essai d'interprétation théorique des phénomènes observés.

I. Équations de base. — Il s'agit d'étudier, en fonction de la fréquence, la perturbation de courant résultant d'une perturbation de la tension appliquée au plasma de la colonne positive. Si l'on module le champ électrique, il en résulte une modulation du courant, d'où la possibilité de définir une impédance par l'intermédiaire d'une modulation de la vitesse d'entraînement w_e et de la densité électronique n_e (donc aussi de la température électronique T_e). Il faut étudier les propriétés de la colonne positive dans le cas où un régime alternatif est superposé au régime continu. Il paraît raisonnable d'utiliser les équations macroscopiques de conservation établissant les propriétés du plasma ; en effet, résolues pour l'état stationnaire, ces équations permettent de décrire les propriétés de la colonne positive ; pour le problème considéré, nous les résolvons dans le cas non permanent, en considérant de petits écarts autour d'un état d'équilibre, puis en les linéarisant.

I.1. HYPOTHÈSES GÉNÉRALES. — Les décharges dont nous étudions la colonne positive sont produites dans des gaz purs (généralement des gaz rares : Ne, He, ...); elles sont confinées dans l'espace limité par les électrodes (anode et cathode chaude) et par un tube cylindrique long en verre.

- La colonne positive, longitudinalement uniforme, remplit la plus grande partie du tube.
- La pression p du gaz est suffisamment élevée pour que le libre parcours moyen λ_i des ions soit inférieur à la plus petite dimension du tube (son rayon R). La théorie de Schottky de la diffusion ambipolaire s'applique donc dans ce cas.

- Les électrons libres et les ions positifs sont les seules particules chargées (absence d'ions négatifs) ; les ions sont supposés rester immobiles, le courant traversant la colonne positive étant alors exclusivement un courant d'électrons.
- Les vitesses des électrons sont distribuées suivant la loi de Maxwell, supposée valable dans toute la section du tube (température radialement uniforme).
- Le plasma est faiblement ionisé ; les collisions électrons-neutres de fréquence ν sont prédominantes.

I.2. ÉQUATIONS DE BASE. — Nous considérons les trois équations de conservation :

I.2.1. Équation de continuité :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \mathbf{w}_e) = \nu_i n_e. \quad (1)$$

Elle suppose que l'ionisation est *directe*, due seulement à des chocs inélastiques électrons-neutres (ν_i par seconde).

Cette équation peut aussi s'écrire :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = D_a \Delta n_e + \nu_i n_e \quad (1')$$

en introduisant le coefficient de diffusion ambipolaire D_a .

Le calcul de ν_i est classique ; il est effectué, par exemple, par Francis (1955) et conduit à :

$$\nu_i = ap \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{8\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{kT_e}{e} \right)^{3/2} \left(1 + \frac{eV_i}{2kT_e} \right) \exp \left(-\frac{eV_i}{kT_e} \right). \quad (2)$$

Dans cette formule, e est la charge électrique élémentaire, m la masse électronique, k la constante de Boltzmann et V_i le potentiel d'ionisation du gaz considéré. On trouve dans la littérature (Von Engel, 1955) pour le paramètre a les valeurs : $5,6 \times 10^{-2}$ paires d'ions/cm.torr pour le néon et $4,6 \times 10^{-2}$ pour l'hélium.

I.2.2. Équation du mouvement :

$$n_e m \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{w}_e \cdot \nabla \right) \mathbf{w}_e = -en_e \mathbf{E} - \nabla p_e + \mathbf{P}_{en}. \quad (3)$$

Dans cette équation E est le champ électrique appliqué.

$\mathbf{P}_{en}$ représente la variation de la quantité de mouvement due aux collisions :

$$\mathbf{P}_{en} = -n_e m \nu \mathbf{w}_e$$

avec $\nu = n_0 Q_e \langle v \rangle$ (4)

où n_0 est la densité des atomes et $\langle v \rangle$ la vitesse moyenne des électrons.

Suivant Brown (1959), on écrit Q_e , section efficace de collision électrons-neutres, sous la forme

$$Q_e \sim \langle v \rangle^{h-1}$$

h désignant un paramètre de collision qui permet de rendre compte de la variation de Q_e avec la vitesse ;



($h - 1$) représente donc la pente de la tangente de la courbe $Q_e = f$ (énergie), au point correspondant à l'énergie considérée.

Alors

$$v \sim n_0 \langle v \rangle^h \text{ ou bien } v \sim n_0 T_e^{h/2}. \quad (5)$$

Pour l'hélium et le néon, dans les conditions de nos expériences, $h = 1$.

Le terme ∇p_e représente le gradient de pression dû au gradient de densité.

I.2.3. Équation de conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_e U_e) + \nabla \cdot (n_e \mathbf{w}_e U_e) + n_e \chi v U_e = -en_e \mathbf{w}_e \cdot \mathbf{E} \quad (6)$$

avec $U_e = \frac{3}{2} kT_e$, χ étant le taux d'échange d'énergie

lors d'une collision élastique. Compte tenu de l'équation (1), on peut écrire :

$$\frac{\partial U_e}{\partial t} + \mathbf{w}_e \cdot \nabla U_e + (v_i + \chi v) U_e = -e \mathbf{w}_e \cdot \mathbf{E}. \quad (7)$$

Cette équation indique que l'énergie gagnée par les électrons lors de leur déplacement dans le champ électrique peut servir à compenser l'énergie perdue soit par choc élastique ($\chi v U_e$), soit par collision ionisante ($v_i U_e$), soit par diffusion thermique ($\mathbf{w}_e \cdot \nabla U_e$), ou simultanément par plusieurs de ces processus.

II. Résolution des équations. — Remarquons tout d'abord que, si on résout les équations (1'), (3) et (7) pour l'état stationnaire, on aboutit aux équations classiques permettant de décrire les propriétés de la colonne positive. En effet, (1') donne la répartition radiale de densité et fixe le rapport v_i/D_a ; (3) exprime la vitesse d'entraînement des électrons dans le champ électrique E ; (7), en utilisant (1'), permet de calculer la température du plasma. La densité du courant traversant la colonne positive est :

$$i = -en_e w_e.$$

Si l'on introduit une perturbation $\tilde{i}$ du courant, il vient :

$$i + \tilde{i} = -(en_e w_e + \tilde{e} n_e w_e + e \tilde{w}_e n_e + \tilde{e} \tilde{n}_e \tilde{w}_e).$$

Si l'on retient seulement les termes du 1^{er} ordre, la perturbation relative de courant peut alors se mettre sous la forme :

$$\frac{\tilde{i}}{i} = \frac{\tilde{n}_e}{n_e} + \frac{\tilde{w}_e}{w_e}. \quad (9)$$

Nous calculerons $\tilde{w}_e$ et $\tilde{n}_e$ en fonction de $\tilde{E}$.

Nous linéariserons les équations (1'), (3) et (7) en considérant de petits écarts par rapport aux grandeurs stationnaires ; pour chaque paramètre, nous poserons

$X = X_0 + \tilde{X}$, avec $\tilde{X} \ll X_0$, et nous chercherons

une solution sinusoïdale $\left(\frac{\partial}{\partial t} = j\omega\right)$ en supposant qu'il

n'y a pas de phénomènes de propagation. L'équation de Poisson indique alors que $\tilde{n}_e = \tilde{n}_i$.

Dans ce qui suit, chaque équation de conservation donne donc deux équations, l'une caractérisant l'état stationnaire, l'autre représentant la perturbation superposée à cet état.

II.1. LA CONSERVATION DES CHARGES PERMET D'ÉCRIRE LES DEUX ÉQUATIONS :

$$0 = v_i n_e + D_a \Delta n_e \quad (10)$$

$$j\omega \tilde{n}_e = v_i \tilde{n}_e + \tilde{v}_i n_e + (\tilde{D}_a \Delta n_e). \quad (11)$$

Du fait de la géométrie cylindrique du plasma (longueur grande devant le rayon), la densité n_e est longitudinalement uniforme ; l'équation (10) détermine alors la répartition radiale de densité qui s'établit lorsque la production de charges ($v_i n_e$) équilibre les pertes radiales dues à la diffusion ambipolaire (pour déterminer complètement le « profil » de densité il faut une condition aux limites : densité nulle sur la paroi).

L'équation (11) met en évidence la perturbation de densité ; celle-ci superposée au « profil » initial est assujettie à la même condition aux limites et possède la même uniformité longitudinale et une répartition radiale semblable (on peut le vérifier expérimentalement en observant radialement, par exemple, le flux lumineux émis par le plasma), qui vérifie donc à tout instant la relation :

$$D_a \Delta \tilde{n}_e + v_i \tilde{n}_e = 0.$$

L'équation (11) s'écrit alors :

$$j\omega \tilde{n}_e = \tilde{v}_i n_e + \tilde{D}_a \Delta n_e$$

qui, compte tenu de la relation classique $D_a = \mu_i \frac{kT_e}{e}$ (μ_i mobilité des ions), devient :

$$j\omega \tilde{n}_e = n_e v_i \left(\frac{\tilde{v}_i}{v_i} - \frac{\tilde{T}_e}{T_e} \right).$$

L'équation (2) permet de calculer l'effet sur v_i d'une variation de température :

$$\frac{\tilde{v}_i}{v_i} = \left(\varphi_i + \frac{3}{2} - \frac{\varphi_i}{\varphi_i + 2} \right) \frac{\tilde{T}_e}{T_e} \quad \text{avec} \quad \varphi_i = eV_i/kT_e$$

d'où

$$\frac{\tilde{n}_e}{n_e} = \frac{v_i}{j\omega} \left(\varphi_i + \frac{1}{2} - \frac{\varphi_i}{\varphi_i + 2} \right) \frac{\tilde{T}_e}{T_e}$$

ou bien encore

$$\frac{\tilde{n}_e}{n_e} = \frac{1}{2} \frac{\omega_1}{j\omega} \frac{\tilde{T}_e}{T_e} \quad (12)$$

en posant

$$\omega_1 = v_i \left(2\varphi + \frac{2 - \varphi_i}{2 + \varphi_i} \right) \quad (13)$$

ω_1 représente ainsi une fréquence liant les variations relatives de densité et de température électronique.

II.2. LA CONSERVATION DE LA QUANTITÉ DE MOUVEMENT PERMET D'ÉCRIRE LES DEUX ÉQUATIONS :

$$m\nu w_e = -eE \quad (14)$$

$$(j\omega + \nu) \tilde{w}_e + w_e \tilde{\nu} = -\frac{e}{m} \tilde{E}. \quad (15)$$

L'équation (14) donne $w_e = -eE/m\nu$, puis

$$i = n_e e^2 E / m\nu = E / \rho_0$$

la quantité ρ_0 représente la résistivité « statique » du plasma.

Pour une colonne de longueur L et de section S , on peut définir une résistance :

$$R_0 = \frac{m\nu}{n_e e^2} \frac{L}{S} \quad (16)$$

où $\bar{n}_e$ représente la densité moyenne dans une section de la décharge

$$\bar{n}_e = \frac{1}{S} \iint n_e dS.$$

L'équation (5) permet de calculer l'effet sur ν d'une variation de la température $\tilde{\nu} = \nu \frac{h}{2} \frac{\tilde{T}_e}{T_e}$, ce qui conduit, en tenant compte de (15), à :

$$\frac{\tilde{w}_e}{w_e} = \frac{1}{1 + j\frac{\omega}{\nu}} \left(\frac{\tilde{E}}{E} - \frac{h}{2} \frac{\tilde{T}_e}{T_e} \right). \quad (17)$$

Il reste à déterminer la relation liant les variations de champ aux variations de la température électronique.

II.3. LA CONSERVATION DE L'ÉNERGIE PERMET D'ÉCRIRE LES DEUX ÉQUATIONS :

$$\chi \nu \frac{3}{2} kT_e = -e w_e E \quad (18)$$

$$(j\omega + \nu_1 + \chi\nu) \tilde{T}_e + (\tilde{\nu}_1 + \chi\tilde{\nu}) T_e = \frac{2}{3} \frac{e^2}{mk} \left(2E\tilde{E} - E^2 \frac{\tilde{\nu}}{\nu} \right). \quad (19)$$

L'équation (18) donne :

$$\chi = -\frac{e w_e E}{\frac{3}{2} kT_e} = \frac{m w_e^2}{\frac{3}{2} kT_e} = 1,69 \frac{w_e^2}{\langle v \rangle^2} \quad (20)$$

expression qui permet de déterminer χ expérimentalement si l'on a mesuré la densité et la température électronique. L'équation (19) donne :

$$\frac{\tilde{T}_e}{T_e} = \frac{2\omega_2}{\omega_3 + j\omega} \frac{\tilde{E}}{E} \quad (21)$$

avec

$$\omega_2 = \nu_1 + \chi\nu \quad (22)$$

$$\omega_3 = \nu_1 \left(\varphi_1 + \frac{3}{2} + \frac{2}{\varphi_1 + 2} + \frac{h}{2} \right) + (h+1) \chi\nu \quad (23)$$

ω_3 représente ainsi une fréquence déterminant les variations relatives de la température et du champ, en fonction de la fréquence.

II.4. IMPÉDANCE. — Les équations (9), (12), (16), (17) et (21) permettent maintenant de calculer l'impédance :

$$Z = R_0 \frac{1 + j\frac{\omega}{\nu}}{1 + \frac{\omega_2}{\omega_3 + j\omega} \left(\frac{\omega_1}{j\omega} - h \right)} \quad (24)$$

où l'on a négligé le terme ω_1/ν devant h (en effet $\omega_1 \sim \nu_1 \ll \nu$).

Il est commode de discuter cette expression en introduisant l'impédance réduite

$$Z_r = Z/R_0.$$

III. Étude de l'impédance. — III.1. DIAGRAMME. — Posons $\omega_c^2 = \omega_1 \omega_2$ et $a = (\omega_3 - h\omega_2)/\omega_c$; l'expression (24) s'écrit alors :

$$Z_r = \frac{\omega_3}{a\omega_c} \frac{\left(1 + j\frac{\omega}{\nu} \right) \left(1 + j\frac{\omega}{\omega_3} \right)}{1 + j\frac{\omega}{a\omega_c} + \frac{\omega_e}{j\omega a}}.$$

Les variations de Z avec ω étant difficiles à étudier dans le cas général, nous allons supposer que a est une grandeur positive (expérimentalement on trouve pour l'hélium $1,9 \lesssim a \lesssim 2,5$) et que $\omega_e/a \ll a\omega_c \ll \nu$. La forme de l'expression (25) suggère alors de distinguer trois domaines en fréquence.

III.1.1. Fréquences basses : $\omega \ll a\omega_c$.

L'expression (25) s'écrit

$$Z_r \simeq \frac{\omega_3}{a\omega_c} \frac{1}{1 + \frac{\omega_e}{j\omega a}}.$$

Dans le plan complexe, cette impédance réduite est représentée par un demi-cercle passant par l'origine, centré sur l'axe réel, de diamètre $\omega_3/a\omega_c > 1$.

III.1.2. Fréquences moyennes : $\omega_0/a \ll \omega \ll \nu$.

Pour ces fréquences

$$Z_r \simeq \frac{\omega_3 + j\omega}{a\omega_c + j\omega}.$$

Elle est alors représentée par un demi-cercle centré sur l'axe réel qu'il coupe aux points d'abscisse : $\omega_3/a\omega_c$ et 1.

III.1.3. Fréquences élevées : $\omega_3 \ll \omega$. Alors

$$Z_r \simeq 1 + j\omega/\nu.$$

C'est l'expression classique de l'impédance d'un plasma aux fréquences élevées ; la partie réelle est

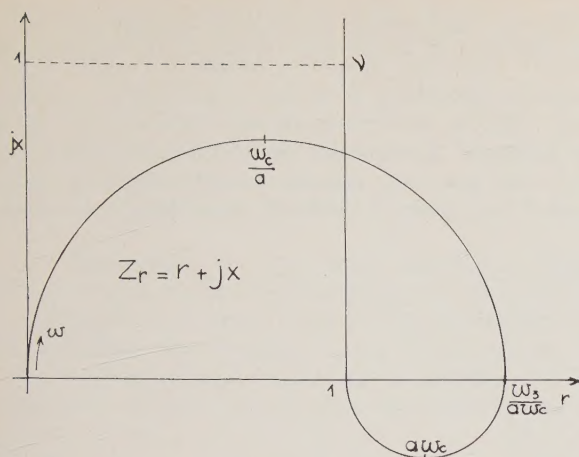


FIG. 1.

Diagramme d'impédance idéalisé $\left(\frac{\omega_0}{a} \ll a\omega_0 < \omega_3 \ll \nu\right)$.

constante, la partie imaginaire correspond à une impédance.

La figure 1 montre le diagramme d'impédance obtenu dans ce cas idéalisé.

Expérimentalement, on trouve que

$$\omega_0/a < a\omega_0 \lesssim \omega_3; \omega_3 \lesssim \nu$$

(cas des pressions élevées) ; le diagramme n'est guère modifié, les trois « domaines » restant sensiblement distincts.

Si $\omega_3 \lesssim \nu$ (pressions basses), il y a, en fait, « composition » des deux premiers domaines avec le troisième.

Remarque : Nous n'avons pas tenu compte du courant de déplacement dont l'effet est négligeable pour les fréquences considérées et les dimensions des tubes utilisés.

III.2. INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS. — On peut expliciter les résultats précédents (simples considérations mathématiques) en discutant les significations physiques des équations (9), (12), (17) et (21).

Si l'on impose une variation au champ électrique E , il en résulte une variation de w_e (équation de mobilité) et de la température électronique, puisque dans les plasmas de colonnes positives champ et température sont liés par une équation d'énergie ; la variation de température entraîne une variation de densité car les taux de production et de disparition des charges en dépendent. Ces différents phénomènes se produisent pour des domaines de fréquence différents.

Si la fréquence est faible ($\omega \ll \omega_3$ et $\omega \ll \nu$), w_e et T_e varient proportionnellement au champ ; de la variation de T_e , il résulte une modification de la production (ν_i) et de la perte (D_a) des charges : il y a donc apparition d'une modulation de la densité qui dépend de la fréquence ; ceci correspond au domaine basse fréquence où l'impédance est essentiellement dominée par cette variation de densité.

Lorsque la fréquence augmente, la modulation de

densité devient nulle ($\omega \gg \omega_1$) ; la température ne reste plus en phase avec E ; il en résulte, d'après (15), que w_e n'est plus en phase avec le champ ; ceci est dû à la variation de ν en fonction de la température, donc du champ. Le domaine de variation de l'impédance correspond, dans ce cas, au petit cercle du diagramme précédent ; cette variation de l'impédance est donc dominée par la variation de la température électronique.

Enfin, lorsque la fréquence est élevée, il n'y a pas de variation de la température, mais simplement des oscillations forcées des électrons, oscillations dont la phase par rapport au champ exciteur dépend de la fréquence ; les électrons acquièrent donc de l'énergie, une partie cependant est dissipée sous l'effet des collisions ; ceci correspond à la dernière partie du diagramme.

On peut donc interpréter l'évolution de l'impédance en fonction de la fréquence, à partir des phénomènes fondamentaux caractérisant les propriétés de plasmas de colonnes positives. Remarquons tout particulièrement le rôle important joué, dans cette étude, par la « modulation » de température et par son influence sur ν . En particulier, négliger ce phénomène ne permettrait pas d'interpréter convenablement, comme nous le montrerons, l'évolution en fonction de la fréquence des modulations de la densité et de la lumière émise par le plasma à modulation de courant constante.

III.3. DISCUSSION DES RÉSULTATS. — Les hypothèses générales utilisées au cours de ce travail sont celles habituellement employées lorsque l'on développe la théorie classique de la colonne positive. Le calcul effectué a pour but de chercher une solution d'oscillations forcées (longueur d'onde infinie) au problème de la superposition à un état stationnaire d'une perturbation sinusoïdale de champ électrique.

Cela suppose évidemment que l'état stationnaire ne soit pas lui-même perturbé, soit par l'existence d'instabilités (dues par exemple à l'interaction avec le plasma du faisceau électronique issu de la cathode), soit par l'existence de stries, fixes ou mobiles, ou d'ondes d'ionisation. L'expérience montre que pour les plasmas et les conditions expérimentales utilisées ces conditions sont satisfaites.

Notre théorie suppose aussi que, lorsqu'on impose la perturbation, les phénomènes qui en résultent aient, tout au long de la colonne, une répartition spatiale uniforme : pour la perturbation de densité, par exemple, que l'amplitude et la phase soient identiques en tout point. Expérimentalement il n'en est pas toujours ainsi et, particulièrement vers les pressions élevées (0,5 torr), où la perturbation de densité présente, entre anode et cathode, une série de minimums et de maximums dont le nombre et les amplitudes relatives dépendent de la fréquence. Notre théorie, qui n'envisage pas ce cas, n'est alors plus applicable.

IV. Impédance ; exemples. — Nous allons maintenant présenter quelques exemples de diagrammes d'impédance calculés en utilisant la formule (24), les ω_1 et ν étant déterminés expérimentalement à partir de mesures effectuées à l'aide de sondes. Nous tenterons aussi d'interpréter théoriquement un diagramme expérimental figurant dans un article publié par Crawford (1962).

IV.1. IMPÉDANCE D'UNE COLONNE POSITIVE DANS LE NÉON. — Il s'agit d'une décharge à cathode chaude, de 36 mm de diamètre, de longueur 350 mm. Les mesures permettant de calculer les éléments de l'impédance ont été effectuées à l'aide de sondes, pour quatre pressions, avec un courant de 200 mA ; les résultats sont présentés dans le tableau I et les diagrammes correspondants sur la figure 2.

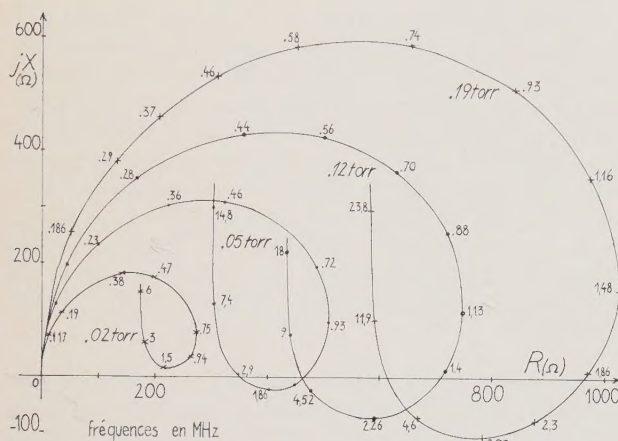


FIG. 2. — Impédance, pour plusieurs pressions ($p = 0,02$; $0,05$; $0,12$ et $0,19$ torr), à courant constant ($I = 200$ mA) dans une colonne positive dans le néon.

Ces diagrammes montrent que ν joue dans ce cas un rôle important, étant responsable :

- de l'augmentation du module de l'impédance avec la pression ;
- de la modification, vers les fréquences élevées, du paramétrage en fréquence des diagrammes.

Remarquons en particulier le cas correspondant à la pression $p = 0,02$ torr, où ν atteint sa valeur la plus faible ($\nu = 7a\omega_0$) : le « domaine intermédiaire » est fortement amorti.

De tels diagrammes permettent de préciser l'ordre de grandeur et l'allure des variations de l'impédance.

IV.2. IMPÉDANCE D'UN ARC A MERCURE. — Crawford (1962) a mesuré l'impédance d'un arc à vapeur de mercure à cathode chaude fonctionnant vers 10^{-3} torr, avec un courant de 100 mA. Nous avons tenté d'interpréter, à l'aide de notre théorie, la courbe

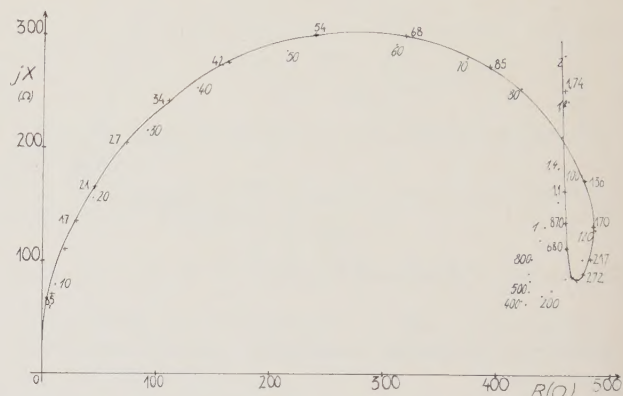


FIG. 3. — Impédance d'un arc à vapeur de mercure $Z = R + jX$ ($p = 10^{-3}$ torr, $I = 100$ mA) ; mesure de Crawford (.) et interprétation théorique (+). Les fréquences sont en kHz et MHz.

expérimentale obtenue. Les éléments de l'impédance ont été calculés à partir des courbes représentant les variations de R et L avec la fréquence données par l'auteur. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau I (dernière ligne).

La figure 3 montre que la courbe théorique rend compte de l'allure générale du phénomène ; on observe cependant un écart, difficilement interprétable, vers 300 kHz ; il faudrait, en particulier, pouvoir apprécier, pour des fréquences de cet ordre, la contribution à l'impédance de la partie cathodique de la décharge. Dans ce cas, notre théorie n'est pas strictement applicable, en effet l'une des hypothèses admises n'est certainement pas vérifiée car le libre parcours moyen d'un ion est ici supérieur au rayon du tube (régime de la « chute libre »), cependant elle rend compte avec une approximation raisonnable des phénomènes observés.

Remarquons que, dans ce cas, $\omega_3 < a\omega_0$, c'est-à-dire $\omega_3 < \omega_3 - h\omega_2$, soit $h\omega_2 < 0$, ce qui signifie

TABLEAU I

Gaz	p 10^{-3} (torr)	I (mA)	R_0 (Ω)	$10^{-6} \omega_0/a$ (s^{-1})	$10^{-6} a\omega_0$ (s^{-1})	$10^{-6} \omega_3$ (s^{-1})	$10^{-6} \nu$ (s^{-1})
	20		155	2,68	5,1	8,7	37
	50		280	2,70	7,6	13,4	83
Ne	120	200	415	3,15	9,8	17,1	189
	190		550	4,35	12,1	21,7	252
Hg	1	100	460	0,31	0,94	0,82	20,4

que h est négatif : effectivement, pour la température électronique probable de cette décharge (l'auteur indique $2 \times 10^4 \text{ }^\circ\text{K} < T_e < 4 \times 10^4$), la section efficace de collision électrons-neutres décroît quand l'énergie augmente. Cela nous paraît être la confirmation expérimentale du rôle joué par le « paramètre » h pour ces études d'impédances.

V. Conclusion. — Nous avons calculé, en utilisant les équations macroscopiques décrivant les propriétés du plasma et en tenant compte de l'influence de la température électronique sur les fréquences de collision et d'ionisation, l'impédance de plasmas de colonnes positives. Nous avons ainsi mis en évidence, pour

les basses et moyennes fréquences, l'importance des phénomènes de modulation de la densité et de la température, tandis qu'aux hautes fréquences on retrouve la solution classique des oscillations forcées des électrons.

Des mesures directes de modulation de densité et de température, qui seront publiées prochainement, ont déjà permis de vérifier quelques points importants de la théorie proposée. Des mesures d'impédance de décharges à basse pression sont actuellement entreprises afin de confronter plus largement la théorie et l'expérience.

Manuscrit reçu le 16 novembre 1966.

BIBLIOGRAPHIE

- ASHMANN, Compte rendu III^e Conf. Phén. Ionis. dans les Gaz, Venise, 1957, 19.
- BENSON, Compte rendu V^e Conf. Phén. Ionis. dans les Gaz, Munich, 1961, I, 235.
- BENSON et CHALMERS, *P.I.E.E.*, 1960, B 107, 199.
- BROWN, Basic Data on Plasma physics (MIT Press), 1959.
- CRAWFORD, *J. Appl. Physics*, 1962, 33, 16.
- DAVY, Compte rendu VI^e Conf. Phén. Ions. dans les Gaz, Paris, 1963, II, 99.
- DIX et REED, *Elect. Tech.*, 1961, 39, 31.
- FRANCIS, *Handbuch der physik*, 1955, XXII, 125.
- HATTA, Compte rendu VI^e Conf. Phén. Ionis. dans les Gaz, Paris, 1963, II, 89.
- HEYDROFF, *Z. Physik*, 1964, 175, 139.
- MULLER, Compte rendu V^e Conf. Phén. Ionis. dans les Gaz, Munich, 1961, I, 253.
- SEVERIN, *Physica*, 1963, 29, 83.
- TOWNSEND et DEPP, *Bell. Syst. Tech. J.*, 1953, 32, 1371.
- VAN DER ZIEL et CHENETTE, *Physica*, 1957, 23, 942.
- VAN GEEL, *Physica*, 1939, VI, 806 ; *Appl. Sci. Research*, 1955, B 5, 79.
- VERHAGEN, *Physica*, 1941, VIII, 361.
- VON ENGEL, *Ionized Gases* (Oxford Press), 1955, 52.
- WESTON, Compte rendu V^e Conf. Phén. Ionis. dans les Gaz, Munich, 1961, I, 528.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550210_0005

